

SÉRIE A,
N° 2302
N° D'ORDRE :
3374

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

HERBERT MATARÉ

1^{re} THÈSE. — INTERACTION DE COUCHES D'ARRÊT ET DÉVIATIONS STATISTIQUES
DANS LES CRISTAUX A TROIS ÉLECTRODES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 30 mai 1951 devant la Commission d'examen.

MM. Y. ROCARD, *Président.*
GRIVET, *Examineurs.*
GUINIER, }

PARIS

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-ÉDITEUR

LIBRAIRE DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Quai des Grands-Augustins, 55

—
1952

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen..... M. A. CHATELET.

PROFESSEURS

G. JULIA.....	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	FAVARD.....	Calcul des Probabilités et Physique Mathématique.	
A. DENJOY.....	T	Théorie des fonctions.	COULOMB.....	T	Physique du Globe.
L. LUTAUD.....	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	M ^{lle} COUSIN.....	T	Biologie animale (P. C. B.).
E. DARMOIS.....	T	Enseignement de Physique.	CHRÉTIEN.....		Chimie (P. C. B.).
ROBERT LÉVY.....	T	Physiologie comparée.	P. DRACH.....		Zoologie.
HENRI VILLAT.....	T	Mécanique des fluides et applications.	KASTLER.....		Physique.
M ^{lle} RAMART-LUCAS	T	Chimie organique.	CHATELET.....	T	Arithmétique et théorie des nombres.
FOCH.....	T	Mécanique physique et expérimentale.	EPHRUSSI.....	T	Génétique.
PAUTHENIER.....	T	Électrotechnique générale.	WURMSER.....	T	Biologie physico-chimique.
DE BROGLIE.....	T	Théories physiques.	BAUER.....	T	Chimie-Physique.
JOB.....	T	Chimie générale.	RIVIERE.....		Géologie (P. C. B.).
PRENANT.....	T	Anatomie et Histologie comparées.	GAUTHERET.....		Biologie végétale (P. C. B.).
COMBES.....	T	Physiologie végétale.	LUCAS.....		Physique.
GARNIER.....	T	Géométrie supérieure.	A. THOMAS.....		Évolution des êtres organisés.
PERES.....	T	Mécanique rationnelle.	ARNULF.....		Optique appliquée.
HACKSPILL.....	T	Chimie minérale.	MAX MORAND.....		Physique.
LAUGIER.....	T	Physiologie générale.	SOLEILLET.....		Physique.
TOUSSAINT.....	T	Technique aéronautique.	FORTIER.....	T	Mécanique expérimentale des fluides.
M. CURIE.....	T	Physique (P. C. B.).	DANJON.....	T	Astronomie.
G. RIBAUD.....	T	Hautes températures.	FROMAGEOT.....	T	Chimie biologique.
CHAZY.....	T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.	LAPORTE.....	T	Physique générale et Radioactivité.
CROZE.....	T	Physique théorique et Physique céleste.	JANET.....		Mathématiques générales.
DUPONT.....	T	Théories chimiques.	PETIT.....	T	Biologie maritime.
VALIRON.....	T	Calcul différentiel et Calcul intégral.	QUENEY.....	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
BARRABÉ.....	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.	GALLIEN.....		Biologie animale (P. C. B.).
VAVON.....	T	Analyse et mesures chimiques.	EICHHORN.....		Biologie végétale (P. C. B.).
G. DARMOIS.....	T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	DE CUGNAC.....		Biologie végétale (P. C. B.).
JACQUES BOURCART	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	M ^{lle} CAUCHOIS.....		Chimie Physique.
AUBEL.....	T	Chimie biologique.	THELLIER.....		Physique du Globe.
M ^{lle} JOLIOT-CURIE.	T	Physique générale et Radioactivité.	AUDUBERT.....		Électrochimie.
PLANTEFOL.....	T	Botanique.	L'HÉRITIER.....		Génétique.
CABANNES.....	T	Recherches physiques.	GRIVET.....	T	Radioélectricité.
GRASSE.....	T	Évolution des êtres organisés.	PONCIN.....		Mécanique des fluides.
PRÉVOST.....	T	Chimie organique.	THIRY.....	T	Mécanique appliquée.
BOULIGAND.....	T	Application de l'analyse à la Géométrie.	DUBREIL.....		Mathématiques générales.
CHAUDRON.....	T	Chimie appliquée.	QUELET.....		Chimie (P. C. B.).
WYART.....	T	Minéralogie.	CAGNIARD.....		Géophysique appliquée.
TEISSIER.....	T	Zoologie.	CHAMPETIER.....		Chimie appliquée.
MANGENOT.....	T	Biologie végétale.	CUVILLIER.....		Géologie structurale et Géologie appliquée.
P. AUGER.....	T	Physique quantique et relativité.	JUNG.....		Pétrographie.
MONNIER.....		Physiologie générale.	TRILLAT.....		Physique (P. C. B.).
PIVETEAU.....	T	Géologie.	WIEMANN.....		Chimie (P. C. B.).
ROCARD.....	T	Physique.	LICHNEROWICZ.....		Mathématiques générales
H. CARTAN.....	T	Mathématiques générales.	JACQUINOT.....		Physique (P. C. B.).
SCHAEFFER.....	T	Physiologie des fonctions.	VASSY.....		Physique de l'atmosphère.
LAFFITTE.....	T	Chimie générale.	DESTOUCHES.....		Théories physiques.
			M. PRUVOST.....	T	Géologie.
			AMIEL.....		Chimie (P. C. B.).
			HOCART.....		Minéralogie.
			MACHEBOEUF.....		Microbiologie.
			J.-P. MATHIEU.....		Physique (P. C. B.).
			COUTEAUX.....		Biologie animale (P. C. B.).
			MAY.....		Biologie animale (P. C. B.).

Secrétaire..... CH. MONIER.

FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

Nom du Candidat :

MATARÉ

Prénoms :

Herbert, François

(éventuellement) :

Nom de jeune fille : _____

Date de la soutenance : _____

Numéro d'ordre : _____

MATARÉ (Herbert). — Interaction de couches d'arrêt et déviations statistiques dans les cristaux à trois électrodes. — *Paris*, Imp. Gauthier-Villars, 1952. In-4°, 16 pages, avec figures.

Th. Sc. Phys. Paris, 1951. Série A 2502. N° 3374.

MATARÉ (Herbert). — Interaction de couches d'arrêt et déviations statistiques dans les cristaux à trois électrodes. — *Paris*, Imp. Gauthier-Villars, 1952. In-4°, 16 pages, avec figures.

Th. Sc. Phys. Paris, 1951. Série A 2502. N° 3374.

MATARÉ (Herbert). — Interaction de couches d'arrêt et déviations statistiques dans les cristaux à trois électrodes. — *Paris*, Imp. Gauthier-Villars, 1952. In-4°, 16 pages, avec figures.

Th. Sc. Phys. Paris, 1951. Série A 2502. N° 3374.

MATARÉ (Herbert). — Interaction de couches d'arrêt et déviations statistiques dans les cristaux à trois électrodes. — *Paris*, Imp. Gauthier-Villars, 1952. In-4°, 16 pages, avec figures.

Th. Sc. Phys. Paris, 1951. Série A 2502. N° 3374.

MATARÉ

Nom du Candidat :

Herbert, François

Prénoms :

(éventuellement) :

Nom de jeune fille :

Date de la soutenance :

Numéro d'ordre :

MATARÉ (Herbert). — Inter-
tion de courbes d'arrêt et déviations
statistiques dans les cristaux à trois
électrodes. — Paris, Imp. Gauthier-
Villars, 1921. In-4°, 16 pages, avec
figures.

Vol. 25. Pages 1-16. 1921. Série A 2502. No 2574.

MATARÉ (Herbert). — Inter-
tion de courbes d'arrêt et déviations
statistiques dans les cristaux à trois
électrodes. — Paris, Imp. Gauthier-
Villars, 1921. In-4°, 16 pages, avec
figures.

Vol. 25. Pages 1-16. 1921. Série A 2502. No 2574.

MATARÉ (Herbert). — Inter-
tion de courbes d'arrêt et déviations
statistiques dans les cristaux à trois
électrodes. — Paris, Imp. Gauthier-
Villars, 1921. In-4°, 16 pages, avec
figures.

Vol. 25. Pages 1-16. 1921. Série A 2502. No 2574.

MATARÉ (Herbert). — Inter-
tion de courbes d'arrêt et déviations
statistiques dans les cristaux à trois
électrodes. — Paris, Imp. Gauthier-
Villars, 1921. In-4°, 16 pages, avec
figures.

Vol. 25. Pages 1-16. 1921. Série A 2502. No 2574.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550412_0057

INTERACTION DE COUCHES D'ARRÊTS ET DÉVIATIONS STATISTIQUES DANS LES CRISTAUX A TROIS ÉLECTRODES

Par H. F. MATARÉ.

Sommaire. — 1. Généralités et historique. — 2. Caractéristiques et définitions. — 3. Courant d'interaction et états de surface. — 4. Facteurs de bruit des résistances du schéma substitutif et calcul de la sensibilité. — 5. Explication du bruit élevé de la résistance d'interaction. — Appendice : Déduction de l'équation d'Einstein-Fokker-Plank pour le courant de diffusion.

1. Généralités et historique. — On peut dire que la première réalisation de l'amplificateur à semi-conducteur est le fruit des recherches poussées sur détecteurs. L'idée elle-même d'utiliser un semi-conducteur pour l'amplification était connue depuis

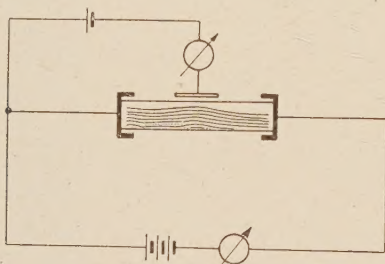


Fig. 1.

longtemps, mais toutes les réalisations connues n'étaient pas intéressantes du point de vue technique.

Bardeen et Brattain ont été les premiers à décrire une réalisation technique basée sur les recherches antérieures sur détecteurs à germanium [1, 2]. Les explications théoriques données au début [3, 4] ont été modifiées par la suite (voir plus bas). On peut dire que c'est l'étude du fonctionnement des détecteurs au germanium de résistance spécifique élevée qui a conduit à la recherche de l'interaction qui constitue l'effet de transistance.

En même temps, nous avons fait des recherches avec des cristaux à deux pointes et trouvé indépendamment des travaux des chercheurs américains la nécessité d'une polarisation différente des deux côtés (émetteur, collecteur), c'est-à-dire potentiel négatif élevé du côté collecteur et la tension de polarisation positive du côté de l'émetteur. Nous avons émis l'idée qu'il s'agissait de zones de caractère de conductibilité différent [5, 6], ce qui est en accord avec les idées de Bardeen et Shockley. Cependant, les dernières réalisations sous forme de fil (filamentary-transistor) dont nous parlerons plus tard ont apporté de nouveaux renseignements utiles à la théorie.

L'idée d'utiliser le semi-conducteur en amplificateur existe depuis 20 années. Le premier brevet sur le montage à plusieurs électrodes sur un cristal date de l'année 1928 [7]. H. Heil a proposé le premier un pilotage de champ électrique ou un pilotage à condensateur [8] (fig. 1). Ici on effectue un déplacement des lignes de force électriques par voie capacitive. Ceci est réalisable sous différentes formes. Toutes les expériences de ce genre restaient jusqu'alors sans importance technique puisque des tensions considérables furent nécessaires pour produire des puissances de pilotage faibles avec des courants infimes. L'expérience décrite par R. Hilsch et R. W. Pohl offre cependant un certain intérêt [9]. Ces chercheurs utilisaient pour leurs essais un cristal de bromure de potassium (KBr) dans lequel ils firent fondre un fil de platine utilisé en grille de pilotage (fig. 2). L'inertie dans un tel cristal ionique

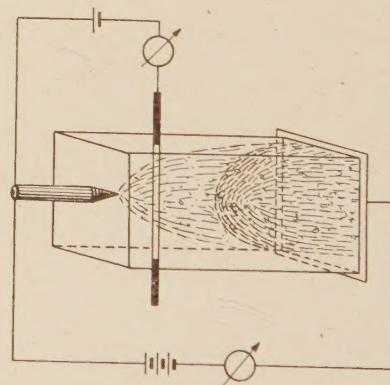


Fig. 2.

est tellement grande que l'on a des temps de transit de plusieurs secondes par centimètre avec un saut du potentiel de 100 V à peu près. La pente : courant anodique/tension de grille a été mesurée et est de l'ordre de

$$S = \left(\frac{di_a}{du_g} \right)_{U_a=150 \text{ V}} = 0,028 \text{ mA/V.}$$

Ces indications sont à traiter avec précaution



parce qu'une telle comparaison avec les tubes à vide n'est plus permise dans le cas d'un courant de « grille » appréciable. Le cristal à trois électrodes est à traiter généralement comme quadripôle actif (voir plus bas). Il semble que les recherches concernant les cristaux à trois ou plusieurs électrodes n'ont pas avancé pendant les années 1939-1945 pendant lesquelles les détecteurs au silicium et au germanium faisaient de grands progrès. Il est intéressant de noter que les travaux et les résultats dans ce domaine ont abouti à une reprise des travaux sur les cristaux à trois électrodes, probablement d'une manière nouvelle et utilisant des idées indépendantes.

L'interaction entre les couches d'arrêt qui est à la base de tous ces phénomènes, a été réalisée d'abord pour le germanium. Le procédé de Hilsch et Pohl qui résolut le problème macroscopiquement en introduisant une « grille » dans une couche d'arrêt ionique fut appliqué au germanium qui offre, par sa conductibilité mixte (s'il est suffisamment pur) une grille ou « sonde naturelle » par les « défauts d'électrons » intervenant dans la couche d'arrêt du type N ou par les électrons intervenant dans la couche d'arrêt du type P. La conductibilité mixte est nécessaire pour la réalisation de ces phénomènes. On sait que le germanium appartenant au quatrième groupe des éléments du système périodique devient de type *p* par addition d'éléments du troisième groupe comme le bore, l'aluminium, le gallium, l'indium, etc., tandis que l'addition d'éléments du cinquième groupe comme le phosphore, l'antimoine, l'arsenic, etc. favorise la conductibilité par électrons. Ceci est dû au fait que les éléments du troisième groupe laissent insaturée une liaison de la structure du cristal du germanium (tétraèdre) créant ainsi un « trou » ou manque d'électron, tandis que l'addition des éléments du cinquième groupe fournit des électrons libres à la maille. Dans le cas du déplacement de trous, il s'agit, en fait, d'électrons qui migrent d'un centre accepteur à un autre, ce qui est identique au déplacement d'une charge positive en sens inverse du mouvement de l'électron.

On comprend que cette interaction plus forte avec la maille du corps solide conduise à une mobilité plus faible pour les trous que pour les électrons ($\mu_{\text{électrons}} = 3\,000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$; $\mu_{\text{trous}} = 2\,000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$). Le point fondamental est que le germanium soit assez pur pour que la conductibilité par défaut d'électrons prenne part à la conductibilité dans le corps de type N et *vice versa*. Il est connu que cela ne s'effectue qu'à partir d'un certain degré de pureté. En poussant la pureté, l'extension de la couche d'arrêt en sens inverse croît et le nombre de trous croît aussi de telle sorte que l'interaction devient plus forte (gain en courant plus fort, voir plus loin). En même temps, la limite de fréquence s'abaisse à cause d'une raréfaction des porteurs de charge libres. La valeur limite de la résistivité sans impuretés (intrinsèque à $T = 300^\circ \text{ K}$) est calculable

théoriquement, elle est de $\rho = 100 \, \Omega \cdot \text{cm}$ [10]. L'importance des travaux de purification apparaît quand on considère la variation de la résistivité spécifique avec la teneur en impuretés. A partir d'une pureté de 10^{-8} en poids, on peut encore mesurer des différences de ρ d'un facteur de 10. Les méthodes spectrographiques ne suffisent plus pour définir et déceler le degré de pureté. Les mesures de résistivité, du coefficient de redressement, du coefficient de Hall, de la vitesse de diffusion, etc., s'avèrent beaucoup plus sensibles.

On comprend pourquoi il faut donner au germanium ce haut degré de pureté. En effet, la diffusion des porteurs de charge de signes opposés ne peut

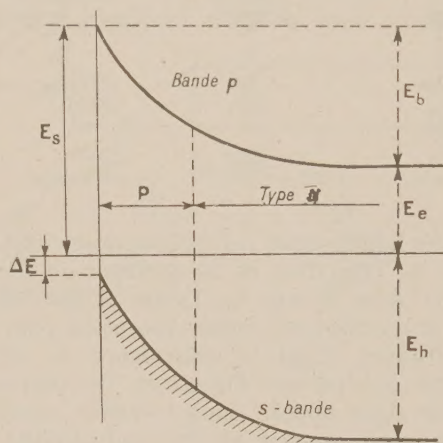


Fig. 3.

être efficace qu'à partir d'un certain degré de pureté, la probabilité de recombinaison diminuant lorsque la pureté augmente. De l'autre côté, la couche d'arrêt doit être étendue (haut inverse). Il y a d'ailleurs une différence dans la réponse de fréquence entre les deux cas : injection de trous dans le type N et injection d'électrons dans le type P. Ce dernier cas conduit à une réponse en fréquence plus élevée à cause de l'inertie plus faible des électrons pendant leur parcours de l'émetteur au collecteur. La présence de deux porteurs de charge de signe différent a donné l'idée de base d'une explication du comportement du germanium dans la théorie des états de surface.

Bardeen et Brattain [4] ont étudié la structure des niveaux d'énergie à la surface du germanium d'après la conception due à Schottky et Spenke de l'existence d'une couche d'inversion (fig. 3).

ζ est le niveau de Fermi. La bande remplie (*s*) est fortement relevée au point de contact du métal et du semi-conducteur en laissant une petite distance d'énergie ΔE du niveau de Fermi. La bande de conductibilité est courbée en haut et se divise en une zone de type *n* et une zone superposée de type *p*. E_b et E_s sont les différences d'énergie correspondantes. La figure correspond jusqu'à la ligne de

séparation p - n au cas général d'une couche d'arrêt métal/semi-conducteur. La charge positive dans la couche d'arrêt (raréfaction des porteurs de charge) est compensée par une charge négative augmentée à la surface. On peut aussi considérer la charge négative de compensation comme formée par une accumulation d'électrons liés à des états de surface. Dans ce cas, le semi-conducteur est lui-même le siège des deux niveaux de potentiel.

Les états de surface physiques sous forme d'inho-

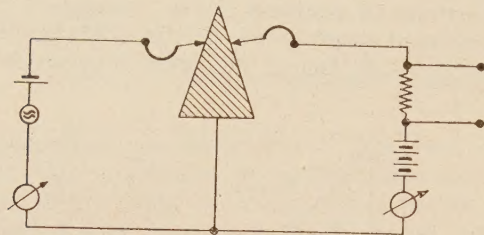


Fig. 4.

mogénéités limites entre les cristaux donnent d'autres solutions de l'équation de Schrödinger ou des états de surface dans le sens de Tamm et Bardeen [11] ne sont plus considérés comme essentiels pour l'effet de transistance. C'est la coïncidence de certaines conditions qui permet l'injection de porteurs de charge de signe opposé dans le même cristal. Ces conditions sont, avant tout : la conductibilité mixte par électrons et défaut d'électrons et une grande étendue de la couche d'arrêt en sens inverse (substance pure et résistivité élevée). L'explication du pilotage d'une couche d'arrêt à travers le cristal massif (comparer [12] et la jonction p - n) n'est d'ailleurs plus problématique avec des suppositions qui ne sont pas basées sur des couches superficielles prédonnées. Sous les conditions de couches d'arrêt étendues et de conductibilité mixte, la polarisation de signe opposée des deux couches limites suffit pour l'établissement de ce que Aigrin et Dugas appellent une couche « chimique » (cf. les travaux de Aigrin et Dugas [13] à [17]).

Dans certains cas, des zones de cristallisation favorisent l'interaction à travers des distances plus grandes. Dans le cas du transistron en forme de coin (fig. 4), nous avons pu mesurer une forte interaction à travers une distance de 50μ .

Une possibilité de mesurer ces conditions hétérogènes à la surface a été indiquée par Benzer [12] (fig. 5). On mesure la tension de Hall ΔU à proximité de l'aiguille positive (émetteur) dans un champ magnétique H , transversal. La densité accrue de défauts d'électrons devait se marquer par un changement de signe ou au moins une diminution de ΔU si le courant varie entre zéro et une valeur quelconque.

Depuis la mise au point du transistron-filament

(filamentary-transistor), l'injection de défauts d'électrons est un procédé contrôlable et connu. Le principe est de créer une couche mince de germanium qui permet d'établir un champ électrique assez intense et d'injecter d'un côté des défauts d'électrons [18] par une électrode positive. Des dispositifs de ce genre ont permis d'effectuer des mesures de densité de trous, de leur durée de vie, de leur mobilité, etc. avec une exactitude bien au-dessus de celle possible en employant la méthode classique de mesure du coefficient de Hall. La durée de vie moyenne d'un trou positif dans le germanium n de $\rho = 10 \Omega \cdot \text{cm}$ de résistivité spécifique est de $\tau = 10^{-7}$ s. La jonction p - n mérite un intérêt spécial du point de vue théorique et pratique. On peut produire ces jonctions en coulant du germanium de haute pureté dans un vide poussé (10^{-5} à 10^{-6}) et appliquant un procédé de refroidissement soigné. La zone de contact entre deux couches de germanium de type différent peut former un redresseur de caractéristiques spéciales. W. Shockley a fait une théorie de ce redresseur en tenant compte des mobilités et résistances différentes des deux côtés et trouve que l'ancienne formule semi-empirique de C. Wagner :

$$I = I_0(e^{\alpha U} - 1), \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{e}{kT} = 40 \text{ V}^{-1}$$

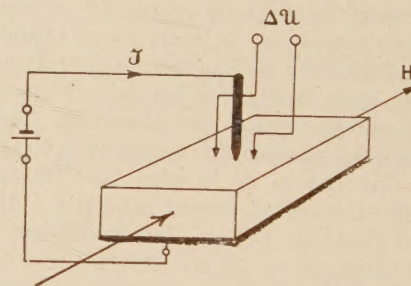


Fig. 5.

doit être valable dans ce cas. Comme W. Shockley l'a indiqué à la conférence sur les semi-conducteurs à Reading (juillet 1950), on a pu mesurer, sur de tels détecteurs p - n , des caractéristiques qui satisfont très exactement aux points calculés d'après cette formule.

Depuis les études sur le germanium, on a essayé de faire des cristaux amplificateurs avec d'autres corps. Banbury, Gebbie et Hogarth (Université de Reading) ont communiqué les valeurs de transistrons à base de sulfure de plomb (PbS), mais ayant des performances légèrement inférieures à celles du germanium. Le sulfure de plomb utilisé est du type p et la mobilité des porteurs de charge dans le PbS est de l'ordre de grandeur de celle des porteurs de charge dans le germanium mais un peu plus faible.

Il est évident que l'on peut construire des transistrons à base d'autres corps comme PbTe , CdTe ,

CdS, etc. Les performances ont cependant été inférieures à celles obtenues dans le germanium.

2. Caractéristiques et définitions. — Nous ferons une description des propriétés d'un transistor en partant de la représentation sous forme de quadripôle. Ceci correspond d'ailleurs aux mesures effectuées sur une table de fabrication moderne. Le transistor travaille des deux côtés sur des penthodes saturées pour pouvoir changer les courants respectifs sans changer les impédances extérieures. On peut ainsi faire une mesure des variations des courants et tensions avec impédance de charge infinie ou nulle en court-circuitant la penthode de sortie par une capacité. Nous reviendrons sur ce point plus tard. Une méthode de mise au point est donnée par la figure 6. La déviation du courant en inverse du côté du collecteur par l'interaction des couches d'arrêt est visible, si l'on fait piloter l'émetteur par un générateur à 2 000 périodes par exemple. Le pilotage de la caractéristique du collecteur se fait par un générateur de 50 périodes. On évite ainsi des interférences. Pour faire une description analytique du transistor, on commence par une analyse du schéma généralisé sous forme de quadripôle. Les expressions pour les résistances respectives sont très semblables aux expressions que l'on connaît dans la théorie des diodes mélangeuses [19], [20], [21], [22].

Ces équations expriment une forte réaction de l'impédance de sortie sur l'impédance de l'entrée et *vice versa*.

On ne peut pas définir une pente du courant de grille, comme dans le cas des tubes à vide puisque la résistance d'entrée est basse et le « courant de grille » est du même ordre de grandeur que le « courant de plaque ». On note d'abord les équations du quadripôle :

$$\begin{aligned} a. \quad \Delta U_E &= |R_{11}| \Delta I_E + |R_{12}| \Delta I_A, \\ b. \quad \Delta U_A &= |R_{21}| \Delta I_E + |R_{22}| \Delta I_A, \end{aligned} \quad (1)$$

ΔU_E et ΔI_E sont la tension et le courant émetteur; ΔU_A et ΔI_A sont la tension et le courant de collecteur.

Les impédances sont introduites en valeurs absolues.

Ces équations générales d'un quadripôle passif ne sont valables que pour des déviations (tensions alternatives) faibles (Δ). On ne doit pas perdre ceci de vue pour toutes les déductions physiques à tirer de ces équations. La mesure des résistances $|R_{nm}|$, etc. est importante puisque la connaissance de ces dernières permet un calcul des propriétés du transistor. On a utilisé la méthode suivante : On alimente le transistor des deux côtés par le courant de plaque de pentodes saturées. De cette façon, il est possible de changer la polarisation d'un transistor sans changer l'impédance de charge. Ensuite, il est facile de faire une mesure du quadripôle dans les deux cas :

marche à vide et court-circuit (à la sortie). La tension alternative est mise aux bornes d'entrée et mesurée par un voltmètre à lampes. A la sortie, on peut mettre les deux cas : marche à vide et court-circuit, en branchant une capacité assez grande en parallèle sur la pentode de sortie.

Les courants alternatifs qui doivent être mesurés également sont déduits des tensions respectives aux bornes de deux résistances de valeur connue, branchées en série avec le transistor. On mesure ainsi les grandeurs

$$(\Delta U_E)_0, (\Delta U_E)_\infty, (\Delta U_A)_\infty, (\Delta I_A)_0, (\Delta I_E)_0 \approx (\Delta I_E)_\infty;$$

les indices 0 et ∞ indiquent si le collecteur se trouve en court-circuit ou en marche à vide.

Ces cinq grandeurs suffisent pour un calcul des

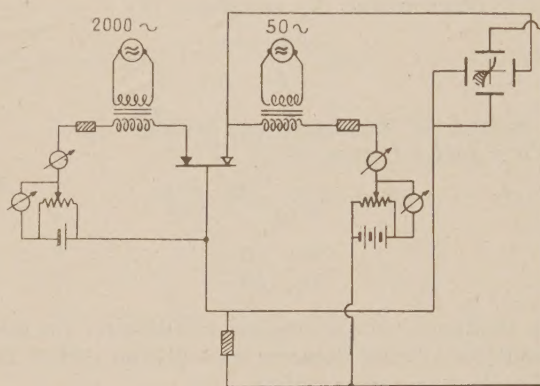


Fig. 6.

propriétés principales du transistor. D'après les équations (1 a) et (1 b), on a

$$|R_{11}| = \left(\frac{\Delta U_E}{\Delta I_E} \right)_\infty, \quad (2)$$

$$|R_{21}| = \left(\frac{\Delta U_A}{\Delta I_E} \right)_\infty, \quad (3)$$

$$|R_{22}| = \frac{(\Delta U_A)_\infty}{(\Delta I_A)_0}, \quad (4)$$

$$|R_{12}| = \frac{(\Delta U_E)_\infty - (\Delta U_E)_0}{(\Delta I_A)_0}. \quad (5)$$

Conformément à l'équation (1), on a maintenant, pour la résistance d'entrée du transistor :

$$|R_E| = |R_{11}| - \frac{|R_{12}| |R_{21}|}{|R_{22}| + |R_L|}, \quad (6)$$

où R_L est la résistance de charge du côté collecteur.

La résistance de sortie est

$$|R_s| = |R_{22}| - \frac{|R_{12}| |R_{21}|}{|R_{11}| + |R_k|}, \quad (7)$$

R_k étant la résistance de charge à l'entrée.

On s'aperçoit de la similitude entre les équations déduites et les équations pour les conductibilités

d'entrée et de sortie des diodes mélangeuses [19], [21], [22].

Ici, les résistances d'entrée et de sortie dépendent également de la charge à l'entrée et à la sortie respectivement.

On déduit aussi facilement les autres constantes nécessaires pour les cas : court-circuit/marche à vide du côté du collecteur.

Amplification en courant (pour $R_l = 0$) :

$$\alpha_{\max} = \left(\frac{\partial I_A}{\partial I_E} \right)_{\Delta U_A = 0} = \frac{|R_{21}|}{|R_{22}|}.$$

Amplification en tension (valeur maximum) :

$$\beta_{\max} = \frac{|R_{21}|}{|R_{11}|} \quad (\Delta I_A = 0 \quad \text{ou} \quad R_l = \infty).$$

Si le déterminant des équations (1) :

$$D = \begin{vmatrix} R_{11} & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} \end{vmatrix}$$

est négatif, le transistron est instable.

En d'autres termes, si

$$|R_{12}| |R_{21}| > |R_{11}| |R_{22}|$$

ou

$$\delta = \frac{|R_{12}| |R_{21}|}{|R_{11}| |R_{22}|} > 1, \quad (8)$$

on a tendance vers un régime oscillatoire. En introduisant les valeurs données sous (2), on déduit facilement l'expression pratique

$$\delta = 1 - \frac{(\Delta U_E)_0}{(\Delta U_E)_\infty}. \quad (9)$$

Pour un calcul de l'amplification en puissance, nous avons besoin des équations

$$\Delta U_A = -R_l \Delta I_A, \quad (10)$$

$$\Delta U_A = R_{21} \Delta I_E + R_{22} \Delta I_A, \quad (11)$$

qui donnent l'égalité

$$\left. \begin{aligned} \Delta I_A (-R_l - R_{22}) &= R_{21} \Delta I_E, \\ \Delta I_A &= -\frac{R_{21}}{R_l + R_{22}} \Delta I_E. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Pour former le rapport des puissances :

$$P = \frac{\Delta I_A^2 R_l}{\Delta I_E^2 R_E}, \quad (13)$$

on introduit en (12) ΔI_A d'après (11) et R_E d'après (6) avec la supposition que le transistron soit adapté à l'entrée. Cela donne

$$P = \frac{R_{21}^2 R_l}{(R_l + R_{22})^2 \left(R_{11} - \frac{R_{12} R_{21}}{R_{22} + R_l} \right)} \quad (14)$$

ou

$$P = \frac{|R_{21}|^2}{|R_{11}| |R_{22}|} \frac{|R_l|}{(|R_l| + |R_{22}|)} \frac{1}{1 - \delta + \frac{|R_l|}{|R_{22}|}}. \quad (15)$$

Nous calculons encore la résistance de charge R_l pour une amplification maximum en puissance :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial P}{\partial R_l} &= 0, \\ R_l &= R_{22} \sqrt{1 - \delta}. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

L'impédance d'entrée est pour le même cas :

$$R_k = R_{11} \sqrt{1 - \delta}. \quad (17)$$

En introduisant R_l d'après (15), en (14), on a

$$P_{\max} = \frac{|R_{21}|^2}{|R_{11}| |R_{22}|} \frac{1}{(1 + \sqrt{1 - \delta})^2}. \quad (18)$$

Dans ce cas, on a, pour les amplifications en courant (respectivement en tension) :

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \frac{\Delta I_A}{\Delta I_E} = \frac{|R_{21}|}{|R_{22}|} \frac{1}{1 + \sqrt{1 - \delta}} = \alpha_{\max} \frac{1}{1 + \sqrt{1 - \delta}}, \\ \beta &= \frac{\Delta U_A}{\Delta U_E} = \frac{|R_{21}|}{|R_{11}|} \frac{1}{1 + \sqrt{1 - \delta}} = \beta_{\max} \frac{1}{1 + \sqrt{1 - \delta}}. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Il en résulte les résistances optimum des deux côtés :

$$\left. \begin{aligned} R_{l \text{ opt}} &= |R_{22}| \sqrt{1 - \delta} \quad (\text{sortie}), \\ R_{k \text{ opt}} &= |R_{11}| \sqrt{1 - \delta} \quad (\text{entrée}), \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

La formule (17) donne le même résultat que la formule suivante qui se déduit du rapport différentiel total des puissances :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta N_A}{\Delta N_E} &= \frac{\Delta I_A}{\Delta I_E U_E + \Delta U_E I_E} U_A + \frac{\Delta U_A}{\Delta I_E U_E + \Delta U_E I_E} I_A \\ &= \frac{U_A}{\frac{U_E}{\alpha_{\max}} + \frac{\Delta U_E}{(\Delta I_A)_0} I_E} + \frac{I_A}{\frac{I_E}{\beta_{\max}} + \frac{\Delta I_E}{(\Delta U_A)_\infty} U_E}. \end{aligned} \quad (21)$$

Cela donne, pour $\Delta U_A = 0$ et $U_A = \text{const.}$, le facteur de puissance

$$\mu = \left[\frac{\Delta I_A}{\Delta (I_E U_E)} \right]_{U_A = \text{const.}}, \quad (22)$$

μ donne des indications sur la variation de I_A , mais plus exactement que α et dans la limite de la variation de la puissance d'entrée, puisque U_E ne peut pas être considéré comme constant pour I_E variable. Si l'on désigne par R_T la résistance entre les deux aiguilles (émetteur et collecteur) dans le cas normal (avec polarisation) et R_{NT} la résistance dans le cas sans polarisation, on peut définir une grandeur importante que nous appellerons le « facteur d'interaction » :

$$\gamma = \frac{R_T}{R_{NT}}. \quad (23)$$

Ce facteur est une mesure pour la variation de la résistance transversale à travers les aiguilles. Il est caractéristique de chaque cas. $\gamma = 1$ veut dire qu'il n'y a pas d'injection de porteurs de charge de signe opposé du côté de l'émetteur.

Nous traiterons cette question en détail dans le chapitre suivant.

3. Courant d'interaction et états de surface.

— Depuis la première publication de Bardeen et Brattain sur l'effet de l'interaction de couches d'arrêt observé à l'aide du « transistor », beaucoup de chercheurs ont traité le phénomène des « couches superficielles ». On sait bien que la théorie classique de la couche d'arrêt dans le sens de Schottky ne peut plus fournir une explication du fait que le redressement ne dépend pas de la nature du métal [23] et du fait que le travail d'extraction dépend peu de la température [24]. Bardeen [11] a adapté la théorie des niveaux de surface, dit « niveaux de Tamm », à l'explication de ces anomalies. On peut attribuer ces niveaux à des solutions supplémentaires de l'équation Schrödinger pour le cristal fini et aussi à des impuretés qui créent ce que Schottky et Spenke ont nommé une « couche d'inversion ». La surface extérieure étant du type *p*, le bloc interne du type *n*. C'est ainsi que la couche d'arrêt est prédonnée à l'intérieur et que l'on devient très indépendant des propriétés de l'aiguille. De plus, on peut ainsi expliquer le fait que, par exemple, la résistance de parcours calculée à partir de la formule connue

$$R_p = \frac{\rho}{4r} \sum_{\nu} r_{\nu}$$

(ce qui donne, pour une seule surface de contact, $\nu=1$:

$R_p = \frac{\rho}{4r}$, avec ρ , résistivité en $\Omega \cdot \text{cm}$; r , rayon de

la surface de contact) donne une valeur de 2 000 Ω pour $\rho = 10 \Omega \cdot \text{cm}$ et $d = 2r = 0,0025 \text{ cm}$. En réalité, on trouve une valeur plus basse d'une puissance de 10. Puisque les états de surface se marquent à partir d'un certain degré de pureté du matériel, on devait expliquer le phénomène plus spécialement par un équilibre qui s'établit entre les donneurs et les accepteurs, de sorte que par le signe de polarisation, on a, d'un côté, conductibilité par électrons, de l'autre, conductibilité par trous dans le même corps. Si l'on travaille avec du germanium bien cristallisé, mais pas spécialement sous forme de cristaux uniques, et sans formation, on s'aperçoit que les points fonctionnant en transistor sont répartis au hasard sur la surface d'un cristal. Pour mieux connaître la différence entre les points « transistance » et « non-transistance » sur un cristal, l'auteur a fait des mesures de résistances et de capacités dans les deux cas. Les résultats sont décrits ailleurs [25], [26]. En résumé, l'auteur propose un schéma substitutif dans lequel l'effet de pilotage, qui se traduit dans les mesures par une augmentation de la pente capacitive $\frac{\partial C_E}{\partial U_E}$ du côté de l'émetteur et par un abais-

sement de la résistance transversale R_{NT} (fig. 7) est spécialement caractérisé par la grandeur γ , appelée coefficient d'interaction :

$$\gamma = \frac{R_T}{R_{NT}} = \frac{R_l - R_T}{R_l} = 1 - \frac{R_T}{R_l},$$

où

$$R_l = \frac{R_T R_{NT}}{R_{NT} - R_T}, \quad (23)$$

la résistance définie pour le shunt latéral représenté par les porteurs de charge émanant de l'émetteur et se déplaçant vers le collecteur. Un procédé analogue se trouve chez Aigrain [14] qui introduit aussi deux composantes (latérale et verticale) pour le courant d'interaction. R_{NT} est la résistance entre les aiguilles sans effet de pilotage. R_E et R_A sont les résistances

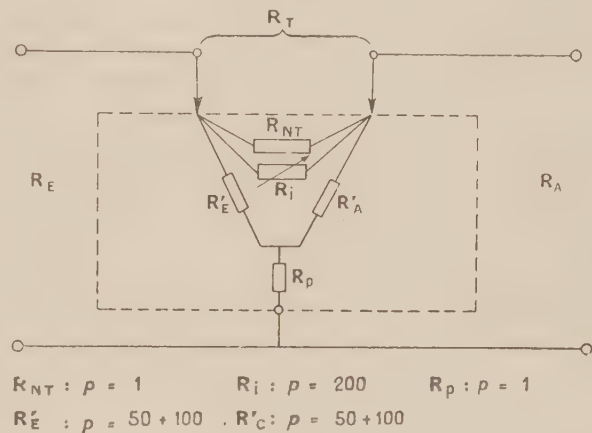


Fig. 7.

internes respectives des deux couches d'arrêt au point de travail. R_p est la résistance de parcours, commune, parce que, ici, la distance des couches d'arrêt est de l'ordre de grandeur de l'extension de la couche limite. Le comportement normal peut être décrit par une résistance R_i , positive, γ étant d'ordre de 0,5 dans un cas normal (voir plus bas). Puisque R_i est une mesure de la densité du courant d'interaction, γ est aussi spécifique pour l'efficacité du courant des porteurs de charge contrapolaires, émis par l'émettrice.

Avant d'entrer dans le détail de cette question, nous remarquons, en résumé, que la densité des centres d'impuretés dans les deux cas : transistance et non-transistance est différente. Si l'on fait le calcul de n_p^+ (densité des centres d'impuretés donneurs), d'après la formule connue de Schottky :

$$\frac{\partial C}{\partial U_E} = \frac{8\pi}{\epsilon e} \frac{1}{n_p^+}, \quad (24)$$

(ϵ , constante diélectrique; e , charge unitaire).

on trouve une densité de points d'impuretés plus

élevée dans le cas du transistor que dans celui du non-transistor.

$$n_D^+ [\text{cm}^{-3}]_{\text{transistor}} > n_D^+ [\text{cm}^{-3}]_{\text{non-transistor}}.$$

Ce résultat est compatible avec les remarques de Bardeen et Brattain [4] qui trouvent que la densité des défauts d'électrons à la surface du germanium purifié est de l'ordre de 40 fois la densité dans le cristal. On comprend que l'injection de trous se traduise dans la mesure des capacités par une augmentation des centres d'impuretés puisque chaque trou libéré correspond à une impureté ionisée.

Le facteur d'interaction γ représente un moyen sensible pour la caractérisation des transistors. La chute de la résistance du côté du collecteur dans le cas transistor [26] est due d'abord aux défauts

inverse la couche d'arrêt s'élargit et augmente ainsi dans une certaine partie (en accord avec la théorie de Schottky) la zone de haute résistivité qui fait

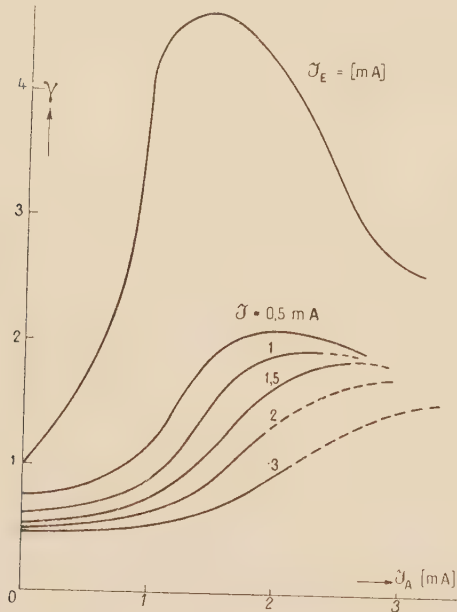


Fig. 8.

d'électrons prenant part au transport latéral du courant.

Un fait très important, c'est que γ peut devenir plus grand que 1 et cela en croissant avec I_A . Dans les mesures effectuées à une fréquence très élevée (60 Mc/s), l'augmentation de R_T avec I_E est explicable puisque R_T est tracé avec U_E comme paramètre, mais on trouve, en général, un abaissement de γ avec I_A croissant.

Si l'on fait la même mesure à une fréquence plus basse (5 000 c/s), on constate que γ peut augmenter avec I_A croissant (pour I_E augmentant, γ diminue). La figure 8 donne les résultats d'une mesure du coefficient d'interaction sur un échantillon qui montre une augmentation jusqu'à la valeur de 2 mA pour le courant de collecteur. On comprend que γ passe par un maximum puisque pour I_A croissant en sens

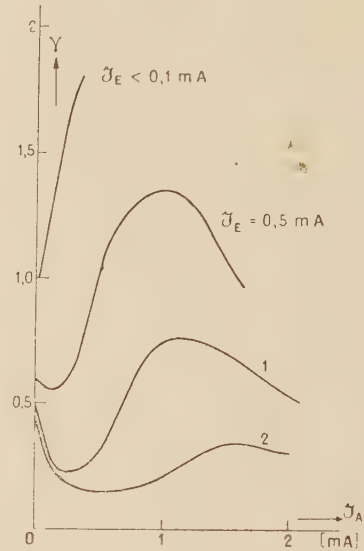


Fig. 9.

partie de la résistance latérale. A partir d'une certaine valeur, R_A commence à diminuer et γ reprend l'allure normale. D'autre part, il est clair que γ tombe avec I_E croissant. Le dernier comportement se retrouve dans toutes les mesures, mais il y a des cas où γ tombe d'abord pour passer ensuite par ce maximum (fig. 9). Ceci s'explique par le rapport

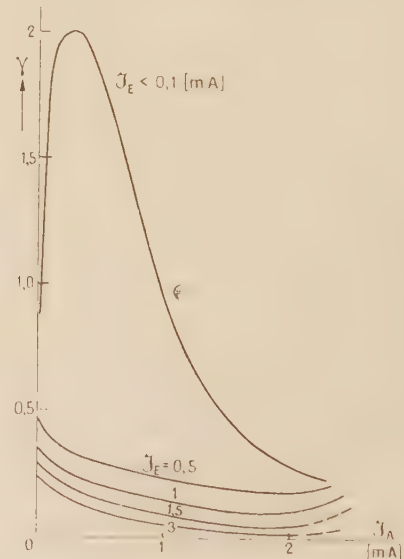


Fig. 10.

entre I_E et I_A . Dans certains cas, on trouve d'abord l'allure normale de γ avec I_A croissant (si I_E est suffisamment grand) et la couche d'arrêt du côté

du collecteur n'est pas encore assez profonde. Si cette dernière reste encore à haute résistance avec I_A croissant (U_A suffisamment grand), on passe par un minimum, puis par le maximum pour atteindre ensuite la partie normale de γ .

Le cas typique général est donné par la figure 10. Seulement, pour I_E très petit, le maximum est visible. Pour $I_E \geq 0,3$ mA, γ tombe assez régulièrement. Ces mesures ont été faites avec un pont pour courant alternatif, bloqué contre les conducteurs pour les polarisations directes par des capacités présentant un court-circuit pour cette fréquence. L'explication de ce phénomène est la suivante : dans le cas normal d'un branchement de résistances différentielles, une augmentation de courant devrait entraîner un abaissement des résistances résultantes (caractéristiques négatives exclues). Mais on mesure ici, avec la sonde du courant de l'émettrice, la résistance interne de la couche de barrage du côté du collecteur. Celui-ci travaillant en sens de blocage doit montrer, d'après la théorie classique de « diode » (Schottky), un agrandissement de la résistance avec I croissant en sens négatif. On sait bien que cela ne se fait que dans une partie limitée à proximité du point zéro et que la résistance interne de la couche diminue enfin fortement. On mesure donc l'agrandissement de la résistance interne du côté du collecteur dans cette partie de la caractéristique. On voit aussi que γ commence à diminuer à partir d'un courant I_A assez élevé. Il n'est donc pas nécessaire de penser à une résistance R_i négative. De toute façon, pour le calcul, on peut mettre R_i négative. En outre, on doit admettre que la forte recombinaison des défauts d'électrons à la surface est mesurable en basse fréquence et qu'elle réagit dans le même sens qu'une augmentation de la résistance d'interaction. A partir de ces connaissances, on peut établir le schéma substitutif pour le quadripôle actif du transistor (voir [25]). En traçant ces schémas substitutifs, on part toujours de certaines suppositions heuristiques. On trace le quadripôle sous forme d'un T par exemple et l'on ajoute, du côté du collecteur, la source de tension nécessaire pour satisfaire aux équations du quadripôle non symétrique. Ce procédé fournit facilement les schémas substitutifs pour les différentes méthodes de câblage : cristal comme grille ou collecteur à la masse ou encore émetteur à la masse (cf. par exemple Ryder-Kircher, *Bell Syst. Techn. J.*, 1949, 28).

En faisant une comparaison des différents coefficients de ces équations, on trouve, par exemple, pour le montage collecteur à la masse, une résistance de sortie

$$B_{22} = R_{11} + R_{22} - R_{21} - R_{12}.$$

Cette résistance correspond dans notre schéma à la résistance transversale entre les aiguilles. En mesurant cette résistance dans ce branchement, on trouve

que l'équation donnée pour B_{22} est correcte pour $\alpha > 1$. Si $\alpha > 1$, B_{22} devient négatif (1). En divisant cette équation par R_{22} , on trouve

$$\frac{B_{22}}{R_{22}} = \frac{R_{11}}{R_{22}} + \left[1 - \frac{R_{21}}{R_{22}} \right] - \frac{R_{12}}{R_{22}}. \quad (25)$$

Cela donne, pour $\alpha = 1$ et pour des valeurs normales de R_{11} et R_{12} , une résistance de l'ordre de 100 Ω . Pour $\alpha > 1$ (par exemple 1,5), on trouve

$$\frac{B_{22}}{R_{22}} \approx 10^{-2} \approx 0,5, \quad B_{22} = -0,5 R_{22},$$

c'est-à-dire une valeur négative pour B_{22} .

Cette représentation ne permet pas d'autres conclusions, tandis que le facteur d'interaction est en rapport direct avec le facteur défini par Shockley [18] comme mesure de la partie du courant de l'émetteur porté par des trous. Ce facteur a été introduit par Shockley pour interpréter les mesures avec une sonde faites sur des transistors filamenteux (filamentary-transistor). Mais pour le transistor, type A, cette mesure a la même importance, puisque les courants respectifs se composent d'une partie portée par les trous et d'une autre portée par les électrons. La seule différence est que le champ électrique extérieur dans lequel les défauts d'électrons sont transportés n'est pas fourni par des électrodes supplémentaires, mais par l'aiguille du collecteur. La fraction du courant portée par des trous est

$$\frac{I_p}{I_n + I_p} = \frac{1 - \frac{G_0}{G}}{1 - \frac{I_n}{I_p}}, \quad (26)$$

où

I_p , courant porté par des trous;

I_n , courant porté par les électrons;

$\frac{1}{G_0} = R_{NT}$, résistance latérale sans injection de trous;

$\frac{1}{G} = R_T$, résistance latérale avec injection de trous.

Et puisque sans recombinaison

$$I_p = -\gamma' I_E, \quad I_n = (1 - \gamma') I_E, \quad (27)$$

on a

$$\frac{-\gamma' I_E}{(1 - \gamma') I_E - \gamma' I_E} = \frac{1 - \frac{G_0}{G}}{1 - \frac{I_n}{I_p}}. \quad (28)$$

Nous introduisons les grandeurs

$$\delta = \frac{I_n - I_p}{I_p}, \quad b = \frac{I_n}{I_p}.$$

μ_n , mobilité [$\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$] des électrons;

μ_p , mobilité des trous.

(1) Se référant à une remarque faite à l'auteur par M. Salow, Darmstadt.

En développant on trouve donc

$$\gamma' = \frac{1 - \gamma}{2\gamma + \frac{\mu_n - \mu_p}{\mu_p}} = \frac{\gamma - 1}{2\gamma + \delta}. \quad (29)$$

Cette équation donne le rapport entre le facteur spécifique introduit par Shockley et notre $\gamma = \frac{R_T}{R_{NT}}$.

Avec la connaissance de δ , on calcule facilement γ' (la fraction du courant de l'émetteur, porté par des trous).

4. Facteurs de bruit du schéma substitutif et sensibilité. — Il est d'une importance primordiale de pouvoir précalculer le bruit de montages avec transistors. Cette connaissance permet de trouver les montages utiles et sensibles dans les cas pratiques. Pour résoudre ce problème, on peut procéder de deux façons différentes : on peut d'abord mesurer le bruit des trois résistances R_T , R_E et R_A du schéma substitutif. De là, on peut déduire les facteurs de bruit p_T , p_E et p_A de ces résistances. Cette connaissance permet l'établissement d'un schéma de bruit ou d'une formule pour la puissance de bruit semi-empirique. On trace le schéma du réseau substitutif des résistances, prend en considération leurs températures de bruit respectives et peut ainsi trouver, par une discussion de la formule finale pour la sensibilité, le rapport favorable des résistances ou le point optimum de travail. Ce procédé a été utilisé pour précalculer la sensibilité de montages avec transistors [27], [28].

On part d'une représentation des facteurs de bruit des couches d'arrêt. Ceci se calcule d'une façon très générale en remplaçant le semi-conducteur à deux électrodes par son réseau de résistances auxquelles on attribue des générateurs de tension fluctuantes. On calcule ainsi la valeur moyenne du carré de la déviation standard :

$$\bar{u}^2 = (\overline{u - \bar{u}})^2,$$

l'amplitude de bruit. Pour simplifier le procédé, on représente le système du semi-conducteur par une fonction aléatoire

$$s(t) = \sum_n A_n \cos(\omega_n t + \varphi_n) e^{-\alpha_n t}$$

qui, sous forme d'une expression d'oscillations amorties, permet un calcul de $\bar{u}^2$ en utilisant la transformée de Fourier. Enfin, il faut attribuer au semi-conducteur une impédance pure (capacité ou inductivité) pour aboutir à une expression qui contient l'énergie moyenne $\frac{1}{2} C u^2$ ou $\frac{1}{2} L i^2$.

Cette dérivation conduit à une expression

$$u^2 = 4k \frac{1 + p R_q S}{(1 + R_q S)^2} T_0 R_q \int_{f_1}^{f_2} df \quad (30)$$

pour la moyenne du carré de la tension de bruit du détecteur.

On a

k = constante de Boltzmann;

$p = \frac{T}{T_0}$ [T , température de bruit de la couche; T_0 ,

température absolue ambiante (300° K)];

R_q , résistance en parallèle avec la couche;

$S = \frac{\partial i_1}{\partial u}$, pente de la couche limite au point de travail (cf. [27]).

En tenant compte d'une résistance de parcours R_p , on arrive à la loi

$$p = 20 \left[|I| - \frac{|U| - \frac{|I|}{\rho_p}}{R_q} \right] F^2 R_i, \quad (31)$$

où

$|I|$, valeur absolue du courant à travers le détecteur;

$|U|$, valeur absolue de la tension aux bornes;

$\rho_p = \frac{1}{R_p}$, conductibilité de parcours;

R_q , résistance en parallèle;

F^2 , facteur de charge d'espace;

$R_i = \frac{\partial u}{\partial i_1}$, résistance différentielle de la couche au point de travail.

Des calculs plus poussés conduisent à une formule pour le bruit total du détecteur [28]. On peut faire l'extension pour le cas dynamique dans lequel le cristal est exploré par une tension alternative. De cette manière, on arrive à une expression pour le facteur de bruit dynamique en prenant pour base la représentation de la caractéristique sous la forme

$$I_+ = K U^n + \rho U, \quad I_- = -\rho U;$$

$$p(\omega t) = A + 20 \frac{K(U_0 + U_- \cos \omega t)^n + \rho(U_0 + U_- \cos \omega t)}{K n (U_0 + U_- \cos \omega t)^{n+1} + \rho} \quad (32)$$

et pour base de la représentation de la caractéristique :

$$I = I_0 (e^{\alpha U} - 1)$$

(où I_0 et α sont des constantes), on a

$$p(\omega t) = A + 20 F^2 \frac{e^{\alpha U_- \cos \theta} I_0 (\alpha U_-) - 1}{\alpha e^{\alpha U_0} I_0 (\alpha U_-)}, \quad (33)$$

A est une constante voisine de 1;

F^2 , coefficient d'affaiblissement par la charge d'espace;

$I_0(\alpha U_-)$, fonction de Bessel modifiée d'ordre zéro.

Ainsi, on est à même de précalculer les températures de bruit des résistances respectives d'un schéma et de les comparer aux valeurs mesurées par des mesures de bruit. Ensuite, on peut précalculer la sensibilité de tout d'un étage d'entrée avec transistor [28]. Ce procédé est suffisant pour la pra-

tique du précalcul et pour l'étude des valeurs optimums dans les récepteurs.

La figure 7 donne le schéma substitutif du transistor avec les valeurs de p des différentes résistances. On a trouvé, par des mesures, que R_i , la résistance d'interaction (dans la mesure R_T), apporte une forte composante de bruit. Déjà, le branchement en série de deux couches d'arrêt sur un cristal donne un facteur de bruit très élevé. Car, même sans pilotage extérieur, un courant qui passe à travers la couche superficielle réagit comme courant d'interaction (nous en donnons l'explication dans le chapitre suivant). La figure 11 montre le résultat de

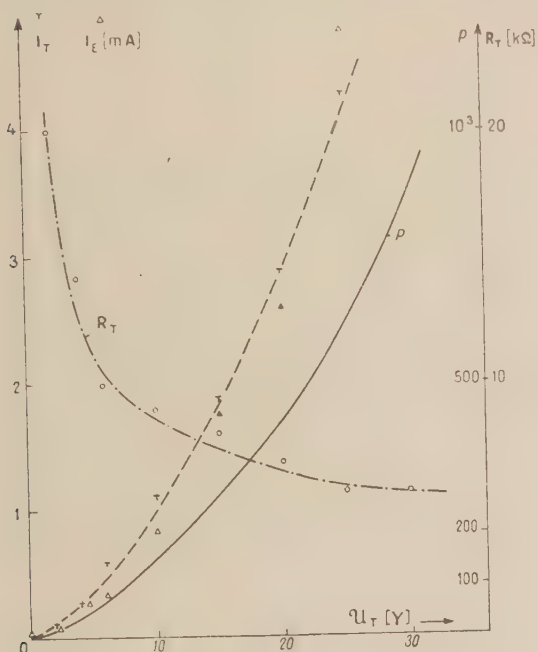


Fig. 11.

mesures de p_T pour un échantillon (non-transistor), qui ne montre pas l'amplification, où donc $\alpha = 0$. On trace dans un tel diagramme le courant I_T à travers la surface, la résistance $\frac{U}{I_T}$, le courant équivalent de plaque de la diode saturée I_c , et le facteur de bruit p , calculé d'après $p = 20 I_c R_p$.

Le cristal n'est pas branché dans ce montage. La mesure s'effectue à une fréquence de 60 Mc/s aux bornes d'un circuit symétrique sur lequel les deux aiguilles ont été branchées. Le branchement du cristal (référence à la masse) n'apporte pas un changement appréciable des valeurs de p . Cela prouve que le bruit élevé est dû, avant tout, à l'interaction des deux couches d'arrêt. Dans la partie qui sert en général, où I_T est entre 0,5 et 1 mA, p est de l'ordre de 200! Nous donnerons, dans le prochain chapitre, une dérivation mathématique de ce niveau de bruit élevé.

Il est évident que la connaissance des différentes valeurs de p dans le schéma substitutif (fig. 7) est suffisante pour le calcul du bruit résultant ou de la sensibilité de montages avec transistors. Le calcul détaillé se trouve dans la publication [28].

Les valeurs de la sensibilité sont très limitées à cause de la température de bruit très élevée de la résistance d'interaction.

5. Explication du bruit élevé de la résistance d'interaction. — Dans ce qui précède, nous avons vu, dans les définitions le rôle important du coefficient d'interaction γ qui est à la base du bruit élevé et qui permet, en même temps, une appréciation des états de surface. La répartition du courant latéral définit une loi spéciale de bruit qui diffère beaucoup des lois connues dans les semi-conducteurs à deux électrodes. Van der Ziel a donné récemment un résumé [29] des théories pour l'explication de la loi $\frac{1}{f}$ (f , fréquence de mesure) de l'amplitude de bruit, expliqué d'abord par Mc Farlane [30]. Ce dernier avait amélioré la loi de Schottky :

$$\overline{\Delta j^2} \approx \frac{j^2}{\omega_2}$$

$\overline{\Delta j^2}$, moyenne du carré du courant de bruit;

j^2 , carré de la densité du courant;

$\omega = 2\pi f$, fréquence angulaire.

Cette loi devrait représenter la dépendance du bruit Johnson de la fréquence jusqu'à 10^4 Hz.

On part de l'équation de diffusion

$$D \frac{dN}{dx} = - \frac{\alpha}{e} j + p (V_0 - N),$$

en mettant

$$\alpha = \frac{\text{conductibilité ionique}}{\text{conductibilité électronique}} = \frac{\sigma_{\text{ion}}}{\sigma_{\text{electron}}},$$

N étant le nombre d'atomes par centimètre carré de la surface au temps t ;

j , densité du courant thermoionique;

$p = \frac{D}{h} - \frac{D_0}{h} e^{\frac{-E}{kT}}$, probabilité qu'un atome (Ba par exemple), migre à partir de la surface d'une distance h pendant l'unité du temps;

D , coefficient de diffusion;

h , épaisseur de la couche superficielle où se produit le gradient de concentration.

Afin d'établir la loi $\frac{1}{\omega}$ Mc Farlane suppose que des nuages d'atomes migrent à travers le semi-conducteur. Ce qui nous intéresse ici c'est plutôt le bruit qui reste à plus haute fréquence (f plus grand que 10^4 c/s), parce que ceci est dû à un mécanisme purement électronique qui nous intéresse plus que le bruit additif par un déplacement des centres

d'impuretés où le bruit causé par l'effet de rétrécissement des lignes du courant dans la zone de contact (zone contractée du courant). Pour une analyse mathématique, il faut d'ailleurs séparer les différentes causes de bruit pour aboutir à une définition des données physiques. Les différentes causes de bruit dans un semi-conducteur sont :

1° Bruit Johnson (ou « Flicker effect ») qui diminue avec l'augmentation de la fréquence.

2° Bruit thermique de la résistance de travail (résistance différentielle) selon Nyquist. Toutes fréquences.

3° Bruit Schottky (diode saturée ou partiellement saturée). Toutes fréquences.

4° Bruit d'interaction. C'est le bruit supplémentaire causé par la superposition de deux mécanismes statistiques (voir plus bas).

En basse fréquence, le bruit d'après 1° est prédominant et pour une polarisation forte et à plus haute fréquence 3° est le plus important. J. M. Richardson [31] a récemment donné une théorie linéaire des fluctuations qui se produisent dans le processus de diffusion. Son traitement touche de plus près notre problème puisqu'il part également de l'équation générale de diffusion en trois coordonnées :

$$\frac{\partial c(\vec{r}, t)}{\partial t} = D \nabla^2 c(\vec{r}, t) + g(\vec{r}, t),$$

$\vec{r}$, coordonnée d'espace (vectorielle);

t , coordonnée du temps;

D , constante;

$g(\vec{r}, t)$, fonction-source pour l'excitation de fluctuations d'équilibre.

Richardson n'a considéré la dépendance de la fréquence du processus aléatoire que pour une exploration faible et constante en admettant pour la variation de la résistance une fonction linéaire des déviations de concentration $c_1(\vec{r}, t)$:

$$R_1(t) = \int_{A_v} f(\vec{r}) c_1(\vec{r}, t) d\vec{r},$$

$\vec{r}$, vecteur de position et $d\vec{r}$, élément de volume au point de coordonnée $\vec{r}$ du volume A_v .

De plus, le modèle mathématique est développé plutôt pour un contact entre des surfaces relativement larges. Dans la couche superficielle, on admet une diffusion de molécules, d'atomes ou d'ions.

Pour le problème du transistor, un autre processus est à envisager. C'est l'interaction entre deux couches d'arrêt ou le mécanisme de pilotage d'une source de bruit par un autre procédé statistique. On veut calculer ici plus spécialement la forme de la loi de distribution de probabilité si le courant de diffusion atomique pilote ou influence un autre

courant de diffusion ou une couche d'arrêt avec une distribution gaussienne. Le procédé que nous appliquons a quelque similitude avec le traitement que Bernstein [32] applique au bruit d'un générateur à tube. L'équation d'Einstein-Fokker-Plank donne le moyen le plus approprié à l'étude des processus statistiques dans les systèmes scléronomes.

Sans insister ici sur le développement mathématique général de la question (voir Appendice), nous voulons admettre les données suivantes :

Le courant de diffusion des trous ou des électrons se déplaçant dans le sens latéral (R_i) est soumis à l'équation de diffusion dans le temps et l'espace :

$$\frac{dn_h}{dt} = \text{div } D \text{ grad } n_h, \quad (1)$$

où

D , coefficient de diffusion;

n_h , concentration des trous dans le transistor de type n où n , concentration des électrons dans le transistor de type p .

Il s'agit des conditions des systèmes scléronomes. On connaît déjà l'application de l'équation « Einstein-Fokker-Plank » aux systèmes de ce genre. Dans la littérature Khintchine, Kolmogoroff [34], [35] et Pontrjagin [36] ont été les premiers à traiter les processus continus et stochastiques à l'aide de ce mécanisme symbolique.

L'équation dans le temps et l'espace pour la diffusion (1) est identique avec celle appliquée par Herring [37] pour le cas du transistor sans tenir compte de la recombinaison

$$\left. \begin{aligned} \frac{dn_h}{dt} &= -E\mu_h \frac{\partial n_h}{\partial x} + \frac{\partial D}{\partial x} \frac{\partial n_h}{\partial x}, \\ \frac{dn_h}{dt} &= \left(\frac{\partial D}{\partial x} - E\mu_h \right) \frac{\partial n_h}{\partial x}, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

n_h , densité des porteurs de charge;

μ_h , leur mobilité;

x , coordonnée d'espace;

E , champ électrique;

t , temps.

Pour un coefficient de diffusion constant et un processus unidimensionnel, l'équation (2) devient

$$\frac{dn_h}{dt} = - \frac{\partial}{\partial x} (E\mu_h n_h)$$

et de

$$\int \frac{dn_h}{dt} dx = -c \int \frac{\partial n_h}{\partial x} dx$$

suit

$$\frac{dn_h}{dt} = - \frac{c}{x} n_h \quad (3)$$

comme équation du système. Cette équation satisfait aux conditions à poser pour une équation diffé-

rentielle stationnaire de la densité de probabilité. L'équation (3) est de la forme

$$\frac{dn_h(x, t)}{dt} = -\frac{c}{x} n_h(x, t) = \chi(x), \quad (4)$$

on peut déduire, pour la densité de probabilité $f(n_h)$ d'un système de la forme (3), l'équation de Einstein-Fokker-Plank :

$$\frac{d f(n_h)}{dt} + \frac{d}{dx} [\chi(x) f(n_h)] = \frac{1}{2} b \frac{d^2 f(n_h)}{dx^2}, \quad (5)$$

où

$b = \lim_{\tau \rightarrow 0} \frac{\xi^2}{\tau}$, intensité de dispersion;

ξ , déviation du point de phase;

τ , intervalle entre les déviations.

Pour le cas stationnaire (f indépendant de t), on a

$$\frac{d}{dx} \left\{ \chi(x) f(n_h) - \frac{1}{2} \frac{d}{dx} [b(x) f(n_h)] \right\} = 0. \quad (6)$$

La distribution de probabilité stationnaire est une solution non négative et normalisée de l'équation différentielle (6). Dans le cas général, l'existence de la solution stationnaire est possible si :

a. $c'' > b(x) > c' > 0$;

b. $\chi(x)$ négatif pour des valeurs assez grandes de $+x$, positif pour des valeurs assez grandes de $-x$ et dans les deux cas modulo plus grande qu'une certaine constante $g > 0$.

On peut ainsi, en utilisant les intégrales de Stieltjes pour $\chi(x)$ partir de l'équation

$$\chi(x) \frac{df(n_h)}{dx} + \frac{1}{2} b(x) \frac{d^2 f(n_h)}{dx^2} = 0. \quad (7)$$

En mettant $\frac{df(n_h)}{dx} = M$, on trouve la solution de l'équation

$$\frac{dM}{dx} + \frac{2}{b(x)} \chi(x) M = 0, \quad (8)$$

$$M_0 = C(x) e^{-\varphi(x)}, \quad (9)$$

où

$$\varphi(x) = -2 \int_0^x \frac{\chi(\xi)}{b(\xi)} d\xi \quad (10)$$

est l'intégrale de Stieltjes.

La solution intégrale se trouve maintenant par variation de $C(x)$ (Lagrange) :

$$C'(x) - \varphi'(x) C(x) + \frac{2}{b(x)} \chi(x) C(x) = 0,$$

avec

$$C'(x) + C(x) \left[\frac{2}{b(x)} \chi(x) - \varphi'(x) \right] = 0, \quad (11)$$

on déduit

$$C(x) = K e^{\int_0^x \left[\varphi'(\xi) - \frac{2}{b(\xi)} \chi(\xi) \right] d\xi}, \quad (12)$$

$$C(x) = K e^{\int_0^x \frac{\chi(\xi)}{b(\xi)} d\xi} \quad (13)$$

et, enfin,

$$f(n_h) = \int M dx = K \int_0^{n_h} e^{-\int_0^x \frac{\chi(\xi)}{b(\xi)} d\xi} d\xi + C. \quad (14)$$

En mettant en considération un point défini x du système et en transformant sur n_h avec la variation dn_h d'après la relation (4), on peut écrire

$$f(n_h) = C + K \int_0^{n_h} e^{-\int_0^x \frac{\chi(\xi)}{b(\xi)} d\xi} d\xi \quad (15)$$

pour la fonction de distribution de probabilité. Celle-ci est donc de la forme

$$f(n_h) = K e^{-\frac{c}{2Dx} n_h} \quad (16)$$

puisque la première intégrale de Stieltjes ne représente qu'une somme de variations v_h , ce qui laisse inchangée la forme fonctionnelle. K se calcule par

$$\frac{1}{K} = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{c}{2Dx} v_h^2} dv_h = \sqrt{\frac{2\pi Dx}{c}}, \quad K = \sqrt{\frac{c}{2\pi Dx}}.$$

Posons pour $\chi[n_h(x)]$ une distribution gaussienne analogue :

$$\chi[n_h(x)] \approx \sqrt{\frac{c}{2\pi Dx}} e^{-\frac{c}{2Dx} n_h^2},$$

nous obtenons une distribution

$$f(n_h) = C + K \int_0^{n_h} e^{-\frac{c}{2Dx} v_h^2} \sqrt{\frac{c}{2\pi Dx}} e^{-\frac{c}{2Dx} v_h^2} dv_h, \quad (17)$$

en mettant

$$b(x) = 2D = \text{const.}$$

La densité de probabilité est donc de la forme

$$f(n_h) = K e^{-C} e^{-\frac{k}{2Dx} n_h^2}. \quad (18)$$

c et k , constantes.

L'exposant représente une distribution gaussienne connue. Le moyen de la tension de bruit est donc de la forme

$$U^2 = K e^{\alpha \bar{V}^2}.$$

Mais puisque $\bar{V}^2$ est en première approximation, pour $R_d = \bar{R}_d$, proportionnel à la tension d'exploration

$$\begin{aligned} \bar{V}^2 &= 4kT \Delta f R_d + 2eI_d \Delta f F^2 R_d^2 \\ &= \bar{R}_d (4kT \Delta f + 2eU_d \Delta f F^2), \end{aligned}$$

on trouve (voir [27], p. 370)

$$\bar{U}^2 = K e^{\alpha U}. \quad (19)$$

Il en résulte les valeurs élevées du bruit pour des explorations fortes d'un transistron.

L'augmentation exponentielle avec la tension d'exploration est donc typique pour toutes les

sources qui, comme dans le cas du transistor, contiennent une interaction de différentes sources de bruit. Nous pouvons comparer ce mécanisme avec l'interaction de deux faisceaux électroniques. A. van Haef [38] a basé sur ce principe une nouvelle méthode d'amplification d'ondes centimétriques. En calculant le gain par l'interaction des deux faisceaux émanant de deux cathodes voisines, on arrive à une loi pour le rapport des puissances à une distance définie des cathodes :

$$\frac{N}{N_0} = C e^{2\gamma z}, \quad (20)$$

γ , constante de propagation;

z , coordonnée unilatérale, longueur d'interaction.

Il est évident que le rôle joué par la coordonnée z dans la formule (20) est équivalent au voltage

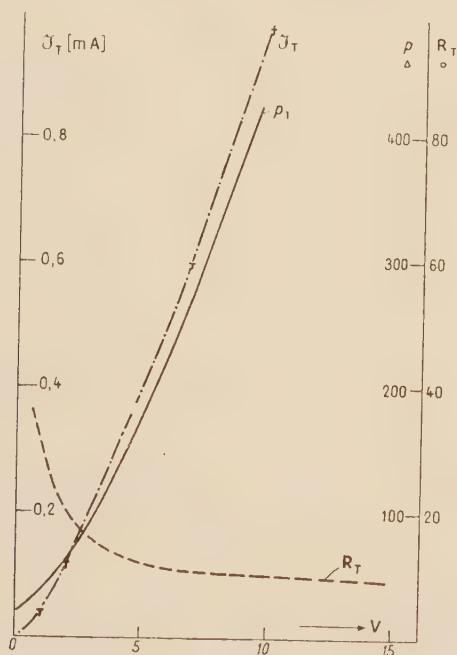


Fig. 12.

dans (19). La distribution normale du côté du collecteur due à l'exploration intervient exponentiellement dans l'intensité du bruit résultant. Comme dans le cas (20), le gain augmente exponentiellement avec l'intensité de l'interaction donnée par z .

Ces deux possibilités de créer un mécanisme d'amplification sont d'ailleurs à considérer dans l'explication pour le bruit très élevé de certaines parties de l'espace interstellaire.

Or, pour le transistor, il s'ensuit que c'est le bruit d'interaction qui explique le niveau extraordinairement élevé des facteurs de bruit même à des fréquences de l'ordre de 60 Mc/s où le bruit « Johnson » et « Flicker » ne devrait plus subsister.

Le résultat des mesures de bruit de la résistance d'interaction (entre aiguilles) de transistors est donné dans l'exemple de la figure 12. Ici p monte plus rapidement encore que dans le cas du « non-transistor » (fig. 11). Pour avoir une appréciation de l'explication fournie par l'équation (19), nous voulons exprimer p par la formule connue

$$p = 1 + 20 |I| R_T U^2$$

où

$$U^2 = F^2 \quad (\text{cf. [25, 27]}).$$

Puisque, d'après (19), la tension de bruit due à l'interaction suit la loi $Ke^{\alpha U}$, on peut remplacer le facteur F^2 par cette loi, comme on a déjà opéré pour le pilotage fort des détecteurs. Ainsi, on a

$$e^{\alpha U} = \frac{p-1}{20 |I| R_T}$$

et

$$\alpha = \frac{\log(p-1) - \log 20 |I| R_T}{0,43 U}$$

Un calcul de α pour différents points de la courbe (fig. 12) montre que α est pratiquement une constante :

U (volts).	p .	α .
2.....	60	0,12
3.....	100	0,18
4.....	130	0,18
5.....	180	0,15
6.....	230	0,13
7.....	280	0,10
8.....	330	0,12

$$0,14 \pm 0,04$$

Des résultats analogues ont été obtenus sur d'autres transistors.

Appendice : Déduction de l'équation de Einstein-Fokker-Plank pour le système (4)

$$\frac{d n_h(x, t)}{dt} = - \frac{C}{x} n_h(x, t)$$

de forme scléronome. — Le procédé est regardé comme continu et stochastique.

D'après (4), la variation de la densité des particules (électrons ou trous) avec le temps est proportionnel au nombre présent à l'endroit x au temps t . En d'autres termes, le membre de droite de (4) peut être considéré comme un membre de contrainte. Mais cette équation n'est satisfaite que dans les limites de la probabilité que l'on a de rencontrer une particule au temps t à l'endroit x , si les particules sont soumises à des chocs irréguliers (agitation thermique par exemple). La moyenne de l'amplitude des déviations irrégulières $\bar{a}$ est zéro, tandis que $\bar{a}^2$, la moyenne du carré, a une valeur définie. La loi de distribution $f(n_h)$ ou $f(x)$ donne, au temps t ,

le nombre $f(x)dx$ des particules pour lesquelles ce paramètre a une valeur comprise entre x et $x + dx$.

Nous supposons d'abord une distribution stationnaire, c'est-à-dire que le nombre des particules $f(x)dx$ est égal au nombre $f(x)dx$, des particules se trouvant au moment $t + \tau$ (τ infiniment petit) dans l'intervalle $(x, x + dx)$. Si l'on considère en plus un amortissement (par exemple frottement), qui diminue le paramètre d'une quantité $g(x)$, on peut établir une diminution $g(x) \cdot \tau$ de toutes les particules pendant le temps τ . $g(x)$ peut être de forme arbitraire.

D'un autre côté, les particules subissent une augmentation des paramètres ξ due à l'agitation thermique, au rayonnement, à une différence de potentiel, etc. ξ qui peut être positive ou négative et dont on ne connaît que la moyenne arithmétique $\bar{\xi}$ ou $\bar{\xi}^2$ peut dépendre encore du mouvement, c'est-à-dire si le mouvement d'une particule est caractérisé par le paramètre x , la probabilité $\Phi(\xi) d\xi$ d'une augmentation de x entre ξ et $\xi + d\xi$ dans l'intervalle τ dépend de la valeur ultérieure x .

La forme exacte de $\Phi(\xi)$ reste inconnue. On connaît seulement

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(\xi) d\xi = 1, \quad \int_{-\infty}^{+\infty} \xi \Phi(\xi) d\xi = \bar{\xi}, \\ \int_{-\infty}^{+\infty} \xi^2 \Phi(\xi) d\xi = \bar{\xi}^2.$$

H. A. Lorentz [39] a montré que l'équation pour la probabilité $f(x)$ est de la forme

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[-f(x) g(x) \tau - f(x) \bar{\xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} \{ f(x) \bar{\xi}^2 \} \right] = 0. \quad (21)$$

Celle-ci exprime que la distribution donnée par $f(x)$ est stationnaire.

Le nombre des particules dans chaque intervalle $(x, x + dx)$ reste constant.

Si l'on fait l'intégration, on a une équation qui exprime que la quantité des particules différentes de x dans un sens ou dans l'autre est constante ou, dans ce cas spécial, égal à zéro.

On trouve l'équation (21) dans la théorie de diffusion par un procédé plus général en faisant usage de la loi de multiplication de probabilités. La densité de probabilité de la somme $x = x' + \xi$, dont les probabilités singulières sont indépendantes, peut être représentée par

$$w(x, t + \tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} w(x', t) v(x', \xi) d\xi \quad (22) \\ (\text{voir [40, 41]}).$$

Dans notre cas :

$$w(x, t + \tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} w[x - \xi + g(x)\tau, t] \\ \times v[x - \xi + g(x)\tau, \xi] d\xi, \quad (23)$$

$g(x)\tau$, fonction de perte de mouvement par frottement;

ξ , augmentation de x pendant l'intervalle τ (forces extérieures).

Un développement en série de Taylor de la fonction $F[x - \xi + g(x)\tau, t, \xi]$ d'après les petites grandeurs $\xi + g(x)\tau$ donne

$$F[x - \xi + g(x)\tau, \xi, t] \\ = F(x, \xi, t) + [\xi + g(x)\tau] \frac{\partial F}{\partial x} \\ + \frac{[\xi + g(x)\tau]^2}{2!} \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \dots, \quad (24)$$

donc

$$w(x, t) + \frac{\partial w(x, t)}{\partial t} \tau \\ = \int_{-\infty}^{+\infty} w(x, t) v(x, \xi) d\xi \\ - \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial [w(x, t) v(x, \xi)] \xi d\xi}{\partial x} \\ - \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial [w(x, t) v(x, \xi)] g(x)\tau d\xi}{\partial x} \\ + \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial^2 [w(x, t) v(x, \xi)] \xi^2 d\xi}{\partial x^2} \\ + \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial^2 [w(x, t) v(x, \xi)] g(x)\tau \xi d\xi}{\partial x^2} \\ + \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial^2 [w(x, t) v(x, \xi)] g^2(x)\tau^2 d\xi}{\partial x^2} \quad (25)$$

En négligeant les intégrales du deuxième ordre, on arrive à

$$w(x, t) + \frac{\partial w(x, t)}{\partial t} \tau \\ = w(x, t) - \frac{\partial \left[w(x, t) \int_{-\infty}^{+\infty} v(x, \xi) \xi d\xi \right]}{\partial x} \\ - \frac{\partial \left[w(x, t) \int_{-\infty}^{+\infty} v(x, \xi) d\xi g(x)\tau \right]}{\partial x} \\ + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \left[w(x, t) \int_{-\infty}^{+\infty} v(x, \xi) \xi^2 d\xi \right]}{\partial x^2}.$$

Et puisque

$$\left. \begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} v(x, \xi) d\xi &= 1, \\ \int_{-\infty}^{+\infty} v(x, \xi) \xi d\xi &= \bar{\xi}, \\ \int_{-\infty}^{+\infty} v(x, \xi) \xi^2 d\xi &= \bar{\xi}^2, \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

on en tire

$$\tau \frac{\partial w(x, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ -w(x, t) g(x) \tau - w(x, \tau) \bar{\xi} \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} [w(x, t) \xi^2] \right\},$$

ce qui est identique à (21).

Dans le cas unidimensionnel, on peut en déduire toutes les équations de Einstein-Fokker-Plank connues dans la littérature. Pour le cas stationnaire, on a

$$w(x, t) = w(x)$$

et, en négligeant le frottement $g(x)\tau$, on arrive à une équation

$$\frac{\partial}{\partial x} \left\{ -w(x) \bar{\xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} [w(x), \xi^2] \right\} = 0. \quad (27)$$

L'équation (27) est identique à (6). $\bar{\xi}$ correspond à $\bar{\chi}(x)$ et $\bar{\xi}^2$ à $b(x)$. Le premier donne la moyenne arithmétique des déviations (membre de contrainte). $\bar{\xi}^2$ est l'intensité de dispersion.

Résumé. — Dans la première section de ce travail, j'ai décrit en bref l'état actuel de la question du transistor et son historique. Dans la deuxième partie, j'ai introduit les grandeurs essentielles de définition d'un transistor. J'ai trouvé des expressions de grandeurs mesurables qui définissent d'une manière précise le comportement d'un transistor vis-à-vis de conditions extérieures données, par exemple la stabilité court-circuit, la pente en puissance et le facteur d'interaction. Ce facteur γ joue un rôle important dans nos calculs suivants. Il apparaît comme grandeur essentielle dans les explications du prochain chapitre sur le courant d'interaction et les états de surface.

J'ai fait des mesures de capacité tout le long de caractéristiques de transistors à très haute fréquence et j'ai trouvé que la densité de centres d'impuretés apparente est plus élevée dans le cas d'une forte interaction entre les couches d'arrêt. Ceci cadre avec les déductions faites par Bardeen et Brattain sur les états de surface.

Je peux montrer que mon facteur d'interaction est en rapport simple avec la fraction du courant de l'émetteur porté par des trous et introduit par Shockley pour le calcul de transistors filamenteux.

Dans le chapitre 4, je développe sur ces bases un schéma substitutif pour le transistor qui permet un calcul de la tension de bruit résultante à la sortie.

Je donne en bref le principe de mon calcul qui a été déjà publié.

Je montre ainsi que le bruit élevé d'un transistor peut être représenté par une formule semi-empirique en introduisant les températures de bruit mesurées respectives.

Dans le prochain chapitre 5, le mécanisme physique qui est la cause de ce bruit élevé est discuté. Je calcule ici le bruit dû à l'interaction de deux couches d'arrêt, ce qui, d'après mon avis, est le mécanisme le plus important qui diffère le cas du transistor de celui du détecteur. Ce mécanisme explique ce que Montgomery appelle « le bruit mal compris des transistors ».

Le calcul est basé sur les données suivantes : l'équation de diffusion atomique valable pour le courant de défaut d'électrons par exemple émanant de l'émetteur, décrit les conditions de système pour l'établissement d'une équation pour la densité de probabilité en cas de déviations statistiques.

Comme membre de contrainte, j'introduis maintenant la répartition gaussienne qui décrit les déviations statistiques dans la couche d'arrêt du côté du collecteur. La solution est de la forme

$$\bar{U}^2 = K e^{\alpha V}$$

pour le carré moyen de la tension de bruit. K et α étant des constantes, tandis que V est l'exploration en voltage. En introduisant cette loi dans l'expression pour le facteur de bruit de la résistance d'interaction, on peut calculer α pour les différents points de travail. Il s'est montré que ces valeurs sont constantes dans le cadre de l'exactitude de mesure, confirmant ainsi la loi déduite.

Dans un appendice, j'ai décrit les processus mathématiques de la déduction des équations pour la densité de probabilité de systèmes scléronomes en cas de déviations statistiques, appelées équations d'Einstein-Fokker-Plank.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à M. le Professeur Y. Rocard, qui a bien voulu s'intéresser à mon travail.

Je remercie également M. Dugas qui a eu l'amabilité de revoir et corriger mon manuscrit.

Avec MM. C. Dugas et P. Aigrain, j'ai eu, en outre, un nombre de discussions très fructueuses.

Je remercie aussi la Compagnie Westinghouse, Paris, et spécialement M. A. Engel. Certaines parties de ces recherches ainsi que des mesures ont pu être exécutées dans le laboratoire de cette Société ⁽²⁾.

⁽²⁾ Extrait d'une Thèse de Doctorat d'État, mai 1951.

Manuscrit reçu le 18 janvier 1952.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] BARDEEN J. et BRATTAIN W. II. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 230.

[2] BRATTAIN W. II. et BARDEEN J. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 231.

- [3] SHOCKLEY W. et PEARSON G. L. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 232.
- [4] BARDEEN J. et BRATTAIN W. H. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 1208.
- [5] WELKER et MATARÉ. — Demande de brevet français Nouveau système cristallin à plusieurs électrodes réalisant les effets de relais électroniques, 13 août 1948.
- [6] MATARÉ H. F. — Der Halbleiterverstärker (Transistor) *Das Elektron in Wissenschaft und Technik*, 1949, **3**, 7.
- [7] Addition n° 38.744 du 3 juillet 1930 au brevet français n° 649.432 du 28 janvier 1928.
- [8] Brevets n° 786.454 du 1^{er} mars 1935 et n° 868.372 du 5 octobre 1942.
- [9] HILSCH R. et POHL R. W. — *Z. Physik*, 1938, **111**, 399; *Göttinger Nachr. Jahresbericht über das Geschäftsjahr*, 1933-1934, 49.
- [10] DUNLAP W. C. et HENNELY E. F. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 976.
- [11] BARDEEN J. — *Phys. Rev.*, 1947, **71**, 717.
- [12] BENZER S. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 150.
- [13] AIGRIN P. — Contribution à l'étude des phénomènes de redressement et de transistance dans le germanium. Thèse pour le doctorat d'état, École Normale Supérieure, 1950.
- [14] DUGAS C. — Contribution à l'étude de quelques propriétés physiques du germanium. Thèse pour le doctorat d'état, École Normale Supérieure, 1950.
- [15] AIGRIN P. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **230**, 62 et 1950, **230**, 194.
- [16] AIGRIN P. et DUGAS G. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **230**, 1277.
- [17] AIGRIN P. et DUGAS C. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **230**, 377.
- [18] SHOCKLEY W., PEARSON et HAYNES. — *Bell. Syst. Techn. J.*, 1949, **28**.
- [19] MATARÉ H. F. — Eingangs- und Ausgangswiderstand von Mischdioden. *E. N. T.*, 1943, **20**, 48.
- [20] MATARÉ H. F. — Kurven konstanter Konversionsverstärkung in Richtkennlinienfeldern. *E. N. T.*, 1943, **20**, 144.
- [21] MATARÉ H. F. — *Z. Hochfrequenztechnik und Elektroakustik.*, 1944, **62**, 165.
- [22] MATARÉ H. F. — Die Diode als Mischorgan im Hyperfrequenzgebiet. *Das Elektron*, 1950, **4**, n° 2.
- [23] MAYERHOF W. E. — *Phys. Rev.*, 1947, **71**, 727.
- [24] SMITH A. H. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 953.
- [25] MATARÉ H. F. — *Onde Électrique*, novembre 1950.
- [26] MATARÉ H. F. — *Bull. Soc. franç. Électr.*, 1950, **10**, 387.
- [27] MATARÉ H. F. — *J. Physique Rad.*, 1949, **10**, 364.
- [28] MATARÉ H. F. — *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 130.
- [29] VAN DER ZIEL A. — *Physica*, 1950, **16**, 359.
- [30] MC FARLANE G. G. — *Proc. Phys. Soc.*, 1947, **59**, 366-374.
- [31] RICHARDSON J. M. — *Bell Syst. Techn. J.*, 1950, **29**, 117.
- [32] BERSTEIN I. — *J. Phys. (Russe)*, 1941, **4**, n° 1-2.
- [33] SEITZ F. — *The Modern Theory of Solids*, Mc Graw-Hill Book Cy, Inc. New-York, 1940, p. 494 ff.
- [34] KHINTCHINE A. — *Fundam. Mathemat.*, 1924, **6**, 9.
- [35] KOLMOGOROFF A. — *Asymptotische Gesetze der Wahrscheinlichkeitsrechnung*, Springer Verlag, Berlin, 1933 p. 24 ff.
- [36] PONTRJAGIN L., ANDRONOFF A. et WITT A. — *Z. Phys.-Soviet Union*, janvier 1934.
- [37] HERRING C. — *Bell Syst. Techn. J.*, 1949, **28**, 335-489.
- [38] VAN HAEFF A. — *Proc. Inst. Rad. Eng.*, 1949, **37**, 4.
- [39] LORENTZ H. A. — Les théories statistiques en Thermodynamique. *Conférences faites au collège de France*, 1912, Réd. Berlin-Leipzig, 1916; Teubner, 1918.
- [40] ZERNIKE. — *Handbuch der Physik.*, **111**, Springer, Berlin, 1928.
- [41] USPENSKY L. V. — *Introduction to Mathematical Probability*, Mc Graw-Hill Book Cy, 1937; p. 268.

DEUXIÈME THÈSE



PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Historique et état actuel des recherches sur l'Hélium II.

Vu et approuvé :

Paris, le 27 mai 1951.

POUR LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,
L'ASSESEUR,
ROBERT LÉVY.

Vu et permis d'imprimer :

LE RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,
JEAN SARRAILH.



PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS
55, Quai des Grands-Augustins, 55

142882-52

Dépôt légal, Imprimeur, 1952, n° 809.